1834. ANNALEN №. 25.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND XXXIII.

Grund zu dem bedeutenden Unterschied zwischen den Maximis und Minimis des Sonnenspectrums, falls die Atmosphäre der Sonne und die der Erde die absorbirenden Media sind.

Deſsungeachtet giebt es viele Umstände, welche unser Urtheil über die relativen Intensitäten in den Maximis und Minimis höchst unsicher machen. Die nämliche Lichtflamme, welche am Abend hinreicht unser Zimmer zu erleuchten, wird am Tage, in Sonnenschein gestellt, fast ganz unwahrnehmbar. Auf gleiche Weise scheint es uns, wenn wir an einem dunkeln Abend aus einem erleuchteten Zimmer treten, so finster zu seyn, daſs wir kaum einen einzigen der uns umgebenden Gegenstände erkennen können; nach einigen Minuten nehmen wir sie indeſs ganz gut gewahr. Die Himmelskörper, welche bei Nacht mit starkem Glanze leuchten, am Tage aber ganz unsichtbar sind, liefern uns ein neues Beispiel derselben Art. Ueberdieſs wissen wir, daſs das Auge selbst sich ändert nach der gröſseren oder geringeren Intensität des Lichts; die Zusammenziehung und Erweiterung der Pupille ist vielleicht nicht die einzige Veränderung, welche das Auge in dieser Hinsicht erleidet; vielmehr halte ich es auch für wahrscheinlich, daſs selbst die Netzhaut die Fähigkeit besitze, sich mehr oder weniger empfindlich zu machen. Aus diesem Grunde sieht man leicht ein, daſs der Unterschied zwischen den Intensitäten im Maximo und Minimo uns möglicherweise als sehr groſs erscheinen könne, ohne es doch wirklich zu seyn, und daſs die Intensität in den schwarzen Strichen sehr bedeutend seyn könne, wiewohl die Nähe der noch stärker leuchtenden Striche unser Auge unempfindlich für dieselbe macht.

Ich habe bereits die vorbereitenden Zurüstungen gemacht, um auf experimentellem Wege die Identität zwi-

schen den Absorptionserscheinungen und denen, welche eine Folge aus der von mir zu deren Erklärung angenommenen Hypothese seyn würden, zu beweisen. Die Formeln, welche man zu einem solchen Vergleich gebraucht, will ich nun auseinandersetzen. Ich habe schon bewiesen, dafs wenn Licht von allen Wellenlängen durch ein Medium geht, welches eine Verzögerung c verursacht, sämmtliche Lichtgattungen, deren halbe Wellenlänge ist:

$$c, \frac{c}{3}, \frac{c}{5}, \frac{c}{7}, \frac{c}{9}, \ldots \frac{c}{2m-1}, \frac{c}{2m+1} + \ldots$$

Minima werden. Um nun hieraus eine Formel zu erhalten für die Minima, welche in Folge der Verzögerung c in einem Spectrum, dessen äufserste Gränzen α (Gröfst.) und β (Kleinst.) sind, entstehen müssen, bezeichne ich diese Anzahl mit s, und nehme an dafs $\frac{1}{2}\alpha < \frac{c}{2m-1}$,

aber $\frac{1}{2}\alpha > \frac{c}{2m+1}$, ferner $\frac{1}{2}\beta < \frac{c}{2(m+s)-1}$

aber $\frac{1}{2}\beta > \frac{c}{2(m+s)+1}$. Hieraus wird $2m-1 < \frac{2c}{\alpha}$ und $2m+1 > \frac{2c}{\alpha}$ oder $m < \frac{c}{\alpha} + \frac{1}{2}$ und $> \frac{c}{\alpha} - \frac{1}{2}$ und folglich $m =$ der ganzen Zahl in $\frac{c}{\alpha} + \frac{1}{2}$.

Auf gleiche Weise wird $m+s < \frac{c}{\beta} + \frac{1}{2}$ und $> \frac{c}{\beta} - \frac{1}{2}$, folglich

$$s = \text{Ganzer Zahl in} \left(\frac{c}{\beta} + \frac{1}{2}\right) - \text{Ganz. Zahl in} \left(\frac{c}{\alpha} - \frac{1}{2}\right) \quad (11)$$

Sieht man dagegen das Absorptionsphänomen als bekannt an, und sucht die Gröfse der Verzögerung, welche dasselbe hervorbringt, so mufs man zuerst auf die eine oder die andere Weise die Wellenlängen der Lichtsorten bestimmen, die irgend zwei Minimis entsprechen. Nenne ich diese α' und β' und die Anzahl der dazwischenliegenden Absorptionen $s-1$ (d. h. bezeichnet s

die Ordnungszahl des Minimums, dessen Undulationslänge ist β', gerechnet von dem, dessen Undulationslänge α' ist), und nehme an:

$$\frac{c}{2m'-1}=\tfrac{1}{2}\alpha' \text{ und } \frac{c}{2(m'+s)-1}=\tfrac{1}{2}\beta',$$

so wird $c=\alpha'(m'-\tfrac{1}{2})=\beta'((m'+s)-\tfrac{1}{2})$ daraus:

$$m'=\frac{\beta' s}{\alpha'-\beta'}+\tfrac{1}{2}$$

und folglich:

$$c=\frac{\alpha'\beta' s}{\alpha'-\beta'} \dots\dots\dots (12)$$

Ist c gegeben, so ist es leicht, den Unterschied δ zwischen den Undulationslängen für zwei dicht an einander liegenden Minima zu bestimmen, nämlich γ und $\gamma-\delta$.

Wenn man dann annimmt $\frac{c}{2m'-1}=\frac{1}{2}\gamma$ und $\frac{c}{2m'+1}=\frac{1}{2}(\gamma-\delta)$, so wird $m'=\frac{c}{\gamma}+\frac{1}{2}$ und:

$$\delta=\frac{\gamma^2}{c+\gamma} \dots\dots\dots (13)$$

Für eine andere Undulationslänge γ' erhalten wir auf gleiche Weise:

$$\delta'=\frac{\gamma'^2}{c+\gamma'}$$

und folglich:

$$\delta:\delta'=\frac{\gamma^2}{c+\gamma}:\frac{\gamma'^2}{c+\gamma'};$$

wenn c einigermaßsen beträchtlich ist, wird $\frac{1}{c+\gamma}$ sehr nahe gleich $\frac{1}{c+\gamma'}$, und so hat man auch sehr nahe:

$$\delta:\delta'=\gamma^2:\gamma'^2 \dots\dots\dots (14)$$

welche Formel zur Vergleichung der beobachteten mit den berechneten Erscheinungen dienen kann.

Das Local, in welchem ich bisher meine Versuche angestellt habe, hat mir nicht erlaubt eine sichere Messung der im Sonnenspectrum vorhandenen fixen Linien

vorzunehmen, wiewohl diefs die sicherste Weise ist, die Beziehung zwischen der Brechbarkeit und der Wellenlänge zu bestimmen, weil man dann sich unmittelbar der genauen Messungen von Fraunhofer bedienen kann. Ich habe daher auf die Undulationslängen nur nach dem Urtheile meines Auges über die entsprechende Farbe schliefsen können. Die Messungen, welche ich bisher angestellt, können also nur als ungefährige betrachtet werden, und daher führe ich sie hier auch gar nicht an. Nichtsdestoweniger haben sie alle mir die bestimmte Ueberzeugung gegeben, dafs die Absorptions-Erscheinungen, und die, welche aus der von mir aufgestellten Hypothese erfolgen müssen, identisch sind. Ein Beispiel davon dürfte jedoch Erwähnung verdienen, wiewohl die Messung nur als ungefährig betrachtet werden mufs. Im Spectrum des Jodgases nahmen 15 Striche, von dem orangefarbenen Striche ab in das Rothe, 9′ 30″ ein; 10 Strich zwischen dem Gelben und Grünen nahmen 5′ 30° ein; ich nehme deshalb an, dafs der Abstand zwischen zwei benachbarten Strichen an der Gränze zwischen dem Roth und Orange 38″ und an der Gränze zwischen dem Gelb und Grün 31″ betrage. Wenn man nun in der Formel (14) für γ und γ' die beiden entsprechenden Wellenlängen (0,0000246 und 0,0000219 engl. Zoll nach Herschel's Tabelle) setzt, so wird $\delta : \delta' = 38 : 30{,}6$.

Es versteht sich übrigens von selbst, dafs ich mit der Undulationslänge einer Farbe die Undulationslänge *in dem absorbirenden Mittel* meinen müsse. Da in dem angeführten Beispiele die Undulationslängen so genommen wurden wie sie in der Luft gemessen worden, und überdiefs die Quadrate der Undulationslängen verglichen wurden mit dem Abstand zwischen zwei zunächst liegenden Minimis statt mit den Differenzen zwischen den entsprechenden Undulationslängen, was voraussetzen würde, dafs die Brechbarkeit einer Farbe proportional wäre ihrer Undulationslänge, so kann dasselbe für nichts anderes

beweisend angesehen werden, als dafs das Raisonnement und die Erfahrung darin übereinstimme, dafs die Absorptionen in der grünen Farbe einander näher liegen als in der rothen.

Endlich mufs ich bemerken, dafs, obgleich ich mir bisher die Verzögerungen nur als entstanden durch Reflexion zwischen den Theilchen gedacht habe, ich doch auch ganz wohl die Möglichkeit einsehe, dafs diese Vorstellung unrichtig sey, und alle Verzögerungen aus irgend einer uns noch ganz unbekannten Ursache entspringen. Allein durch das Angeführte glaube ich doch dargethan zu haben, dafs die Absorptions-Erscheinungen auf ein einziges einfaches mathematisches Princip zurückgeführt werden können, und dafs diese Erscheinungen, als eigentlich den absorbirenden Körpern angehörend, auf gewisse bestimmte Gröfsen hinweisen, welche sich im absoluten Maafse angeben lassen, und welche näher zu untersuchen, was auch sonst die Ursache derselben seyn mag, immer von wirklichem Interesse seyn mufs.

(*Kongl. Vetensk. Acad. Handl. f.* 1834.)

XXXIX. *Berechnung der Newton'schen Diffractionsversuche; von G. B. Airy.*

(*Transact. of the Cambridge Philosoph. Society, Vol. V pt. II.*)

Seit den Fresnel'schen Diffractionsversuchen [1]) ist es bei allen Versuchen dieser Klasse üblich, das durch eine Linse von kurzer Brennweite gebildete Sonnenbild als Lichtquelle anzuwenden. Nach der Undulationstheorie ist die Wirkung des so erzeugten Lichts genau dieselbe wie wenn das kleine Sonnenbild die wirkliche Quelle des Lichtes wäre, welches innerhalb eines körperlichen Winkels von mehren Graden im Durchmesser mit glei-

1) Annal. Bd. XXX S. 100.

cher Intensität divergirt. Die sphärische oder chromatische Aberration der Linse hat keinen merklichen Einflufs bei den gewöhnlichen Versuchen, bei welchen allen der Winkel zwischen den hernach interferirenden Strahlen klein ist. Bei Berechnung so angestellter Versuche sind wir demnach vollkommen sicher, keine Betrachtung aufser Acht gelassen zu haben, deren Vernachlässigung einen merkbaren Fehler nach sich ziehen könnte.

Newton indefs hat seine Versuche auf eine andere Weise angestellt. Seine Lichtquelle war ein Loch von $\frac{1}{42}$ bis $\frac{1}{4}$ Zoll im Durchmesser, durch welches das Sonnenlicht geleitet ward. Die Wirkung dieses Lichtes ist, nach der Undulationstheorie, *nicht* dieselbe wie im Fall das helle Loch die Lichtquelle wäre. Es wird daher ein Gegenstand von einigem Interesse, mathematisch zu untersuchen, welch eine Wirkung die durch ein Loch von merklicher Gröfse hindurchgelassenen Sonnenstrahlen erzeugen, und ob, in der Praxis, diese Wirkung viel abweiche von der, welche ein durch eine Linse von kurzer Brennweite gebildetes Sonnenbild hervorbringt.

Die Integrale, welche bei dieser Untersuchung vorkommen, sind von der Art, dafs ihre Werthe selbst in Tafeln von Zahlen nicht angegeben werden können (ausgenommen natürlich in besonderen Fällen, wo sich durch eine sehr mühsame Summation numerische Resultate erhalten liefsen). Das Einzige, was sich zeigen läfst, ist: dafs die Integrale genau dieselben sind, wie die, welche in einem ganz anderen Falle, bei Anwendung von Fresnel's Beobachtungsweise, vorkommen. Selbst so weit bin ich nur in Einem Falle gelangt, in dem nämlich, wo das Loch ein rechteckiges Parallelogramm von einer gewissen Länge ist, und wo auch die beugende Oeffnung aus einem ähnlich liegenden rechteckigen Parallelogramm besteht, eingeschlossen in diesen allgemeinen Fall den besonderen, dafs eins der Parallelogramme oder beide nach einer Seite hin unbegränzt sind.

Betrachten wir zunächst einen den Newton'schen

ähnlichen Fall. Eine ebene Welle trete in das Parallelogramm und dann durch einen Schlitz, dessen Seiten denen des Parallelogramms parallel sind; bestimmt soll werden: die Intensität des Lichts, welches in einer gegebenen Entfernung auf einen Schirm fällt. Zuerst mufs bemerkt werden, dafs es, zur Schätzung der *vergleichenden* Intensität des Lichts in paralleler Richtung mit einer (z. B. der kurzen) Seite des Parallelogramms, nicht nöthig ist, die Länge des Parallelogramms in der anderen Richtung in Betracht zu ziehen; denn man wird, beim Versuche einer Integration, leicht einsehen, dafs die Intensität des Lichts durch das Product zweier Gröfsen ausgedrückt wird, von denen die eine nur abhängt von der Länge der Parallelogramme und von der Lage des Punkts auf dem Schirm in einer Richtung; und die andere nur abhängt von der Breite der Parallelogramme und der Lage des Punktes auf dem Schirm in der andern Richtung. Die Lichtstärke längs einer gegebenen, einer Seite des Parallelogrammes parallelen Linie wird also, so weit sie von der andern Seite abhängt, nur von einem constanten Coëfficienten bedingt. Wir vernachlässigen also die Länge (nämlich diejenige Dimension der Parallelogramme, welche senkrecht ist auf der Linie, nach welcher die vergleichende Helligkeit ermittelt werden soll); wir denken uns eine Normale auf die Vorderfläche der Welle gefällt, setzen die Gränzen der Breite der äufseren Oeffnung, gemessen von dieser Normale, gleich α und β (die Entfernung irgend eines Punkts der Oeffnung von der Normale $=v$), setzen ferner die Gränzen der Breite des Schlitzes gleich γ, δ (die Entfernung irgend eines Punkts des Schlitzes von der Normale $=w$) und die Entfernung (von der Normale) des Punkts auf dem Schirm, dessen Beleuchtung ermittelt werden soll, gleich x. Die Entfernung der äufseren Oeffnung von dem Schlitz sey a, und die des Schlitzes vom Schirm sey b. Man denke sich die Vorderfläche der Welle, wo sie in die äufsere Oeffnung tritt, getheilt in eine grofse Anzahl kleiner Theile

δv, und jeden dieser Theile als den Mittelpunkt einer kleinen von ihm aus divergirenden Welle. Die Entfernung des Punktes v der Oeffnung vom Punkte w des Schlitzes ist:

$$\sqrt{a^2+(v-w)^2}=a+\frac{1}{2a}(v-w)^2;$$

und die Störung, welche die von dem Raum δv zu v sich ausbreitende kleine Welle in w erzeugt, wird also proportional seyn:

$$\delta v \,.\, sin\frac{2\pi}{\lambda}\left\{vt-A-a-\frac{1}{2a}(v-w)^2\right\}.$$

Integrirt man dieſs in Bezug auf v, so wird der Coëfficient von $sin\frac{2\pi}{\lambda}(vt-A-a)$:

$$\int_v cos\frac{\pi}{a\lambda}(v-w)^2,$$

und der Coëfficient von $cos\frac{2\pi}{\lambda}(vt-A-a)$:

$$-\int_v sin\frac{\pi}{a\lambda}(v-w)^2.$$

Das erste dieser Integrale ist $=\int_v cos\frac{\pi}{\lambda}\left(v\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)^2$, und wenn man $\varphi(z)$ anstatt $\int_z cos\left(\frac{\pi}{2}z^2\right)$ setzt, wird dieſs Integral zwischen den Gränzen $v=\alpha$, $v=\beta$ proportional:

$$\varphi\left(\beta\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)-\varphi\left(\alpha\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right).$$

Setzt man ähnlich $\psi(z)$ für $\int_z sin\left(\frac{\pi}{2}z^2\right)$, so wird das Integral $-\int_v \frac{\pi}{a\lambda}(v-w)^2$ zwischen denselben Gränzen proportional:

$$-\psi\left(\beta\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)+\psi\left(\alpha\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right).$$

Die gesammte Verschiebung in dem Punkt w wird also:

$$sin\frac{2\pi}{\lambda}(vt-A-a)\times\left\{+\varphi\left(\beta\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)-\varphi\left(\alpha\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)\right\}$$
$$+cos\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt-A-a\right)\times\left\{-\psi\left(\beta\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)+\psi\left(a\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)\right\}$$

Nun nehme man an, diese Verschiebung sey der Ursprung einer von ihr als Mittelpunkt divergirenden kleinen Welle. Die Entfernung zwischen dem Punkt w des Schlitzes vom Punkt x des Schirms ist:

$$\sqrt{b^2+(w-x)^2}=b+\frac{1}{2b}(w-x)^2$$

und diese Entfernung muſs zu $A+a$ in den Ausdrücken

$$\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\mathrm{v}t-A-a) \text{ und } \cos\frac{2\pi}{\lambda}(\mathrm{v}t-A-a)$$

addirt werden, um einen Ausdruck zu finden, welcher der durch sie in dem Punkt x auf dem Schirm bewirkten Verschiebung proportional ist. Der Ausdruck mufs also mit δw, der Breite des kleinen Raums, von dem die Welle ausgeht, multiplicirt werden. So finden wir für die gesammte Verschiebung in dem Punkte x des Schirms:

$$\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\mathrm{v}t-A-a-b)\times\int_w\left\{\begin{array}{l}\cos\frac{\pi}{b\lambda}(w-x)^2\times\left\{\varphi\left(\beta\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)-\varphi\left(\alpha\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)\right\}\\+\sin\frac{\pi}{b\lambda}(w-x)^2\times\left\{-\psi\left(\beta\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)+\psi\left(\alpha\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)\right\}\end{array}\right\}$$

$$+\cos\frac{2\pi}{\lambda}(\mathrm{v}t-A-a-b)\times\int_w\left\{\begin{array}{l}\sin\frac{\pi}{b\lambda}(w-x)^2\times\left\{-\varphi\left(\beta\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)+\varphi\left(\alpha\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)\right\}\\+\cos\frac{\pi}{b\lambda}(w-x)^2\times\left\{-\psi\left(\beta\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)+\psi\left(\alpha\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}-w\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}\right)\right\}\end{array}\right\}$$

wo die Integrale zwischen den Gränzen $w=\gamma$, $w=\delta$ zu nehmen sind. Die Helligkeit in dem Punkte x des Schirms wird demnach proportional der Summe der Quadrate der Coëfficienten von $\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\mathrm{v}t-A-a-b)$ und $\cos\frac{2\pi}{\lambda}(\mathrm{v}t-A-a-b)$.

Betrachten wir jetzt einen Fall, wo die Beleuchtung nach der Fresnel'schen Methode hervor-

gebracht ist. Es sey a' der Abstand der Lichtquelle von der Oeffnung und b' der der Oeffnung von dem Schirm. Von der Lichtquelle sey eine Linie senkrecht auf den Schirm gezogen, und die Gränzen der Oeffnung, gemessen von dieser Linie und in derselben Richtung wie die Breiten des Parallelogramms bei Newton's Versuche, seyen ε und ζ (die Entfernung irgend eines Punktes in dieser Richtung sey p) und die Gränzen in der darauf senkrechten Richtung seyen $\eta+np$; $\vartheta+np$, wo n constant ist. (Es ist leicht ersichtlich, daſs dieſs einſchlieſst, die Figur sey ein Rhomboid, mit zwei seiner Seiten parallel den Parallelogrammen in Newton's Versuch.) Die Entfernung in dieser zweiten Richtung sey allgemein $=q$, auch seyen (in den Richtungen p und q) x' und y' die Entfernungen irgend eines Punkts auf dem Schirm von derselben Linie. Der Abstand der Lichtquelle von dem Punkte p, q in der Oeffnung ist:

$$\sqrt{a'^2+p^2+q^2}=a'+\frac{p^2}{2a'}+\frac{q^2}{2a'}$$

und die Verschiebung wird daher proportional seyn:

$$\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt-A-a'-\frac{p^2}{2a'}-\frac{q^2}{2a'}\right).$$

Der Abstand des Punktes p, q in der Oeffnung von dem Punkte x', y' auf dem Schirm ist:

$$\sqrt{b'^2+(p-x')^2+(q-y')^2}=b'+\frac{(p-x')^2}{2b'}+\frac{(q-y')^2}{2b'}$$

und dieſs muſs in dem Ausdruck für die Verschiebung addirt werden zu:

$$A+a'+\frac{p^2}{2a'}+\frac{q^2}{2a'},$$

um die Verschiebung zu erhalten, welche die von dem Punkte p, q der Oeffnung divergirende Welle in dem Punkte x', y' auf dem Schirm hervorbringt. Ferner mufs, um die Wirkung der von dem kleinen Rechteck, dessen Seiten δp, δq sind, ausgehenden Welle zu erhalten, multiplicirt werden mit δp, δq. Folglich ist die zu integrirende Gröfse:

$$\int_p\int_q sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt-A'-a'-b'-\frac{p^2}{2a'}-\frac{q^2}{2a'}-\frac{(p-x')^2}{2b'}-\frac{(q-y')^2}{2b'}\right),$$

worin, nach der Integration in Bezug auf q, die Gränzen von q vor der nächsten Integration in Function von p ausgedrückt werden müssen.

Setzt man:

$$A'+a'+b'+\frac{x'^2+y'^2}{2(a'+b')}=B'$$

so wird dieser Ausdruck:

$$\int_p\int_q . sin\frac{2\pi}{\lambda}\left\{vt-B'-\frac{a'+b'}{2a'b'}\left(p-\frac{a'x'}{a'+b'}\right)^2-\frac{a'+b'}{2a'b'}\left(q-\frac{a'y'}{a'+b'}\right)^2\right\}.$$

Das erste Integral ist:

$$sin\frac{2\pi}{\lambda}\left\{vt-B'-\frac{a'+b'}{2a'b'}\left(p-\frac{a'x'}{a'+b'}\right)^2\right\}\int_q . cos\left\{\frac{\pi}{2}.\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}\left(q-\frac{a'y'}{a'+b'}\right)^2\right\}$$

$$-\cos\frac{2\pi}{\lambda}\left\{vt-B'-\frac{a'+b'}{2a'b'}\left(p-\frac{a'x'}{a'+b'}\right)^2\right\}\int_q .\sin\left\{\frac{\pi}{2}.\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}\left(q-\frac{a'y'}{a'+b'}\right)^2\right\}$$

und $\int_q \cos\left\{\frac{\pi}{2}.\frac{2(a'+b')}{a'b\lambda}\left(q-\frac{a'y'}{a'+b'}\right)^2\right\}=\int_q \cos\frac{\pi}{2}\left(q\sqrt{\frac{2(a'+b'}{a'b'\lambda}}-y'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}\right.$

was zwischen den Gränzen $q=\eta+np$, $q=\vartheta+np$ proportional ist:

$$\varphi\left\{\vartheta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-y'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}+pn\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\right\}$$
$$-\varphi\left\{\eta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-y'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}+pn\sqrt{.\frac{2(a'+b)}{a'b'\lambda}}\right\}.$$

Die mit $\int_q \sin\left\{\frac{\pi}{2}.\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}\left(q-\frac{a'y'}{a'+b'}\right)^2\right\}$ proportionale Gröfse wird auf dieselbe Weise ausgedrückt, wenn man ψ statt φ setzt.

Die gesammte Verschiebung des Aethers in dem Punkte x', y' wird daher seyn:

$$\sin\frac{2\pi}{\lambda}(vt-B)\times\int_{q}\left\{\begin{array}{l}\cos\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{\pi\,a'+b'}{a'b'}\left(p-\frac{a'x'}{a'+b'}\right)^{2}\times\left[\varphi\left\{\vartheta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-\gamma'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}\right.\right.\\ \left.\left.+p.n\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\right\}-\varphi\left\{\eta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-\gamma'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}+p.n\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\right\}\right]\\ +\sin\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{a'+b'}{a'b'}\left(p-\frac{a'x'}{a'+b'}\right)^{2}\times\left[-\psi\left\{\vartheta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-\gamma'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}\right.\right.\\ \left.\left.+p.n\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\right\}+\psi\left\{\eta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-\gamma'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}+p.n\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\right\}\right]\end{array}\right\}$$

$$+\cos\frac{2\pi}{\lambda}(vt-A)\times\int_q\left\{\begin{array}{l}\sin\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{a'+b'}{a'b'}\left(p-\frac{a'x'}{a'+x'}\right)^2\times\left[-\varphi\left\{\vartheta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-y'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}\right.\right.\\ \left.+p.n\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\right\}+\varphi\left\{\eta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-y'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}+p.n\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\right\}\Bigg]\\ +\cos\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{a'+b'}{a'b'}\left(p-\frac{a'x'}{a+b'}\right)^2\times\left[-\psi\left\{\vartheta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-y'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}\right.\right.\\ \left.+p.n\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\right\}+\psi\left\{\eta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-y'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}+p.n\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\right\}\Bigg]\end{array}\right\}$$

wo die Integrale zwischen den Gränzen $p=\varepsilon$ und $p=\zeta$ zu nehmen sind. Die Helligkeit in dem Punkte x', y' des Schirms wird dann proportional der Summe der Quadrate der Coëfficienten von $\sin\frac{2\pi}{\lambda}(vt-B')$ und $\cos\frac{2\pi}{\lambda}(vt-B')$.

Wir haben nun zu zeigen, daſs sich, für einen constanten Werth von y' und einen veränderlichen Werth von x', diese Ausdrücke den im ersten Falle erhaltenen ähnlich machen lassen. Zu

dem Ende wird es nöthig, erstlich: die Coëfficienten der Ausdrücke unter dem Integralzeichen gleich zu machen, und zweitens: auch die Integrationsgränzen gleich zu machen.

Die erste Betrachtung giebt uns:

$$\frac{\pi}{b\lambda}=\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{a'+b'}{a'b'}\,; \qquad x=\frac{a'x'}{a'+b'}$$

$$\beta\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}=\vartheta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-\gamma'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}\,;$$

$$\alpha\sqrt{\frac{2}{a\lambda}}=\eta\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}-\gamma'\sqrt{\frac{2a'}{b'(a'+b')\lambda}}\,;\quad \sqrt{\frac{2}{a\lambda}}=n\sqrt{\frac{2(a'+b')}{a'b'\lambda}}\,;$$

und die zweite Betrachtung giebt $\gamma=\varepsilon$; $\delta=\zeta$, woraus $\delta-\gamma=\zeta-\varepsilon$. Die erste Reihe von Gleichungen, reducirt, giebt:

$$\frac{1}{b}=\frac{1}{a'}+\frac{1}{b'}\,;\; x=\frac{b}{b'}x'\,;\; \beta\sqrt{\frac{1}{\alpha}}=\vartheta\sqrt{\frac{1}{b}}-\gamma'\sqrt{\frac{b}{b'^2}}\,;$$

$$\alpha\sqrt{\frac{1}{\alpha}}=\eta\sqrt{\frac{1}{b}}-\gamma'\sqrt{\frac{b}{b'^2}}\,;\text{ woraus }(\beta-\alpha)\sqrt{\frac{b}{a}}=\vartheta-\eta\,;\text{ und }n=-\sqrt{\frac{b}{a}}\,.$$

Der Sinn dieser Gleichungen läfst sich folgendermafsen in Worten ausdrücken:

Geht bei Newton's Methode Licht durch ein rechteckiges Loch, dessen horizontale Breite $\beta-\alpha$